

РАДИООБНАРУЖЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ В РЕЖИМЕ ФОТОРЕГИСТРАЦИИ

Е. И. ФИАЛКО

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

Введение

При рассмотрении многих проблем метеорной радиолокации необходимо знать зависимость числа зарегистрированных метеоров от параметров радиолокатора. Этому вопросу посвящен ряд работ [1—6 и др.], однако в них не учтен эффект интегрирования сигнала и шума. Вместе с тем, в большинстве радиолокаторов, применяемых для наблюдения метеоров, регистрация эхо-сигналов осуществляется с помощью фотопленки, протягиваемой с относительно невысокой скоростью. Вследствие этого время интегрирования, определяемое размером изображения светящегося пятна и скоростью движения пленки, оказывается во много раз большим, чем период повторения импульсов.

Например, при скорости непрерывного движения стандартной фотопленки в несколько сантиметров в минуту и хорошем фокусировании электронного луча время накопления составляет несколько десятых долей секунды, и при частоте посылок в несколько сот имп/сек будут иметь место десятки усреднений. Совершенно очевидно, что в таких условиях эффектом интегрирования нельзя пренебрегать.

Для строгого решения задачи необходимо оперировать распределением мгновенных значений амплитуды при наличии сигнала и помех; следует учесть нелинейность зависимости степени почернения фотопленки от яркости свечения экрана индикатора; необходимо также учесть неравномерность яркости вдоль радиуса светящегося пятна, а также конечность размеров зерен эмульсии фотопленки; должны быть также учтены особенности режима работы электронно-лучевого индикатора (в частности, наличие „подрезки“ управляющего напряжения), и т. д. и т. п.

Для получения же приближенной зависимости числа зарегистрированных метеоров от параметров радиолокатора нет необходимости в рассмотрении вопросов научной фотографии (далеко выходящих за пределы компетенции автора).

Будем полагать, что режим работы электронно-лучевого индикатора близок к оптимальному (уровень „подрезки“ управляющего напряжения приблизительно равен среднему значению шумового напряжения), а степень потемнения пленки является линейной функцией управляющего напряжения электронно-лучевой трубки; при этом, как известно, интенсивность потемнения фотопленки (при отсутствии

сигнала) будет пропорциональна корню квадратному из числа усреднений [7]. Такое упрощение существенно облегчает аналитическое нахождение зависимости числа обнаруженных метеоров от параметров лоатора и характеристик метеоров и атмосферы.

В настоящей работе рассматривается обнаружение метеорных следов неустойчивого типа [2] в случае нормального отражения радиоволн от ионизированных колонн.

Основные соотношения

При отсутствии интегрирования сигнал наблюдался бы до тех пор, пока он превышал бы пороговое значение $\varepsilon_{пор}$ (рис. 1), определяемое уровнем помех.

Минимально-необходимое время регистрации $T_{мин}$ и значение порогового уровня $\varepsilon_{пор}$ определяют минимальное значение начальной

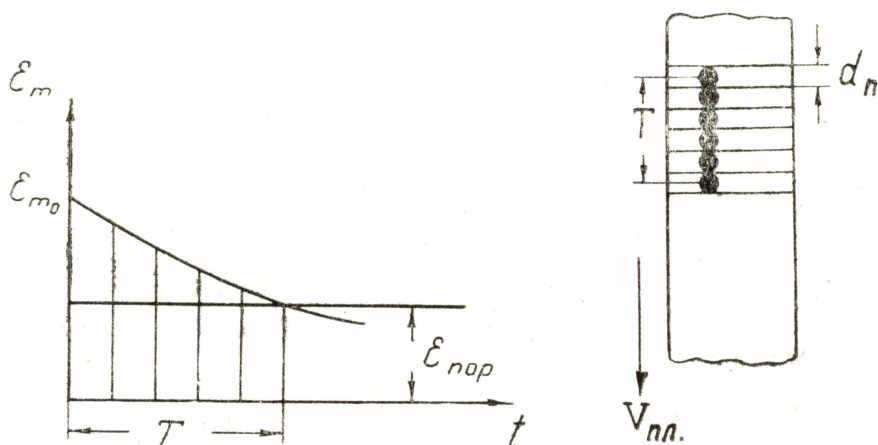


Рис. 1. Время регистрации сигнала T . а) Изменение интенсивности неустойчивого эхо. ε_m —мощность эхо-сигнала; t —время; $\varepsilon_{пор}$ —пороговый уровень. б) Схематическое изображение регистрации метеорного радиоэхо на быстро протягиваемой фотопленке. d_n —диаметр изображения светового пятна.

мощности эхо-сигнала ε_{m0} , необходимое для обнаружения метеора. Следовательно, число обнаруженных метеоров будет существенно зависеть от оперативности радиолоатора, характеризуемой параметром $T_{мин}$ [3, 8 и др.].

При наличии же интегрирования параметр $T_{мин}$ может потерять физический смысл, так как может оказаться, что обнаруживаются сигналы, не достигшие уровня помех.

Результат интегрирования будет зависеть не только от начальной амплитуды сигнала и эффективного значения шума, но также от времени интегрирования, частоты повторения и характера огибающей амплитуд эхо-сигналов.

Время интегрирования t_u определяется временем, в течение которого фотопленка смещается на расстояние, равное диаметру изображения светового пятна d_n

$$t_u = \frac{d_n}{v_{пл}}, \quad (1)$$

где $v_{пл}$ —скорость движения фотопленки.

В результате накопления уровень (мощность) помех возрастет в n_u раз, где n_u —количество накоплений, равное

$$n_u = \frac{t_u}{T_i}, \quad (2)$$

а T_i —период повторения импульсов (естественно, что n_u —целой части отношения t_u/T_i).

Если бы огибающая сигналов имела прямоугольную форму (что имеет место в случае устойчивых метеорных следов), то мощность сигнала в результате накопления возросла бы в n_u^2 раз.

Однако огибающая амплитуд U_m эхо-сигналов от неустойчивых метеорных следов имеет экспоненциальную форму [2] (рис. 1):

$$U_m = U_{mo} e^{-\frac{t}{T_{cl}}}, \quad (3)$$

где $T_{cl} = \frac{\lambda^2}{16\pi^2 D}$ — длительность отражения на уровне $\frac{U_{mo}}{e}$;

λ —длина волны; D —коэффициент диффузии; t —время, прошедшее с момента образования следа; U_{mo} —начальная амплитуда эхо-сигнала (в случае, если „пакет“ радиоволн накрыл след сразу после его образования).

Эффект накопления сигнала можно представить в виде

$$U_{с\text{ инт}} = \sum_{t=0}^{t_u} U_m. \quad (4)$$

Так как облечение метеорного следа может начаться спустя время t_1 после образования ионизированной колонны в пределах первой зоны Френеля (совершенно очевидно, что $0 \leq t_1 \leq T_i$), то выражение (4) с учетом (3) можно представить в виде:

$$U_{с\text{ инт}} = U_{mo} \left(e^{-\frac{t_1}{T_{cl}}} + e^{-\frac{t_1+T_i}{T_{cl}}} + \dots + e^{-\frac{t_1+n_u T_i}{T_{cl}}} \right). \quad (5)$$

После простых преобразований (5) приобретает вид

$$U_{с\text{ инт}} = U_{m1} \frac{1 - e^{-\frac{T_i (n_u + 1)}{T_{cl}}}}{1 - e^{-\frac{T_i}{T_{cl}}}}, \quad (6)$$

где

$$U_{m1} = U_{mo} e^{-\frac{t_1}{T_{cl}}}; \quad (7)$$

здесь U_{m1} —амплитуда первого эхо-сигнала.

Величина U_{m1} может быть любой в пределах от U_{mo} до $U_{mo} e^{-\frac{T_i}{T_{cl}}}$.

Определим среднее значение амплитуды первого эхо-сигнала \bar{U}_{m1} .

Для этой цели найдем закон распределения амплитуд U_{m1} .

Совершенно очевидно, что распределение значений t_1 в интервале $0 \leq t_1 \leq T_i$ равновероятно:

$$q_1(t_1) = \frac{1}{T_i}. \quad (8)$$

Дифференциальный закон распределения значений U_{m1} легко выразить через плотность вероятности $q_1(t_1)$:

$$q(U_{m1}) = q(t_1) \left| \frac{dU_{m1}}{dt_1} \right|. \quad (9)$$

Выполнив необходимые преобразования и используя (7) и (8), представим (9) в виде

$$q(U_{m1}) = \frac{T_{cl}}{T_i U_{m1}}. \quad (10)$$

Среднее значение \bar{U}_{m1} будет равно

$$\bar{U}_{m1} = \int_{U_{m1,\min}}^{U_{m1,\max}} U_{m1} q(U_{m1}) dU_{m1}, \quad (11)$$

где, как это следует из (7),

$$U_{m1,\min} = U_{m0} e^{-T_i / T_{cl}} \text{ и } U_{m1,\max} = U_{m0}.$$

Подставляя в (11) выражения (7) и (10), получим

$$\bar{U}_{m1} = U_{m0} \frac{T_{cl}}{T_i} \left(1 - e^{-T_i / T_{cl}} \right). \quad (12)$$

Понимая в дальнейшем под $U_{с\text{инт}}$ результат накопления эхо-сигналов при среднем значении амплитуды первого отражения, представим (6) с учетом (12) и (2) в виде

$$U_{с\text{инт}} = U_{m0} \frac{T_{cl}}{T_i} \left(1 - e^{-\frac{t_m + T_i}{T_{cl}}} \right). \quad (13)$$

Мощность помех, как уже упоминалось, в результате накопления станет равной

$$\varepsilon_{n\text{инт}} = \varepsilon_n \cdot n_u, \quad (14)$$

где ε_n — уровень помех при отсутствии интегрирования.

Обозначив через $\varepsilon_{с0}$ мощность первого эхо-сигнала при облучении следа сразу после его формирования и учитывая, что $\varepsilon_{с0} \sim U_{m0}^2$, получим, используя (13) и (14),

$$\frac{\varepsilon_{с\text{инт}}}{\varepsilon_{с0}} = \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n} \cdot \frac{\phi^2}{n_u}, \quad (15)$$

где

$$\psi = \frac{T_{cl}}{T_i} \left(1 - e^{-\frac{t_u + T_i}{T_{cl}}} \right). \quad (16)$$

Метеор будет обнаружен, если

$$\frac{\varepsilon_{снт}}{\varepsilon_{пнт}} \gg k_u, \quad (17)$$

где k_u —коэффициент, зависящий от заданной вероятности обнаружения и т. п.

Как видно из (15) и (17), условием регистрации метеора будет неравенство

$$\varepsilon_{co} \gg \varepsilon_n k_u \frac{n_u}{\psi^2}. \quad (18)$$

Как известно, в случае отсутствия интегрирования пороговый сигнал $\varepsilon_{пор}$ может быть выражен через уровень помех ε_n и коэффициент наблюдаемости сигнала M [9].

В общем случае коэффициенты M и k_u могут быть различными.

Полагая в дальнейшем $k_u = M$ и обозначая $k_u \cdot \varepsilon_n$ через $\varepsilon_{пор}$, представим условие регистрации метеора в режиме интегрирования (18) в виде

$$\varepsilon_{co} \gg \varepsilon_{пор} \cdot \frac{n_u}{\psi^2}. \quad (19)$$

Напомним, что здесь ε_{co} —мощность первого эхо-сигнала (в случае облучения следа сразу после его формирования); $\varepsilon_{пор}$ —пороговый сигнал при отсутствии интегрирования; n_u —количество накоплений сигнала (и шума); ψ^2 —коэффициент, показывающий, во сколько раз энергия накопленных сигналов превосходит энергию первого (максимально-возможного) эхо-сигнала.

Количество метеоров, зафиксированных в режиме интегрирования

Как известно, мощность эхо-сигнала ε_{co} зависит от ряда параметров метеора, атмосферы и радиолокатора, а также от расстояния между метеорным следом и точкой наблюдения [10].

Подставляя развернутое выражение для ε_{co} в (19), получим

$$7 \cdot 10^{-29} \frac{P_i G^2 \lambda^3}{R^3} \left(\frac{\beta m \cos \chi}{\mu H} \right)^2 \varepsilon^2 e^{-2 \left(\frac{2\pi r_0}{\lambda} \right)^2} \gg \varepsilon_{пор} \frac{n_u}{\psi^2}, \quad (20)$$

где P_i —излучаемая мощность в импульсе; G —коэффициент направленного действия антенны; λ —длина волны; R —наклонная дальность от локатора до следа (по нормали); m —масса метеорного тела; β —вероятность ионизации (отношение числа освободившихся электронов к числу испарившихся атомов метеорного тела); χ —зенитное расстояние радианта; μ —масса атома метеорного тела; H —высота однородной атмосферы; r_0 —начальный радиус ионизированного следа:

$$\xi = \frac{1 - e^{-1,5\Delta^{0,5}}}{1,5\Delta^{0,5}}; \quad [10] \quad (21)$$

$$\Delta = \frac{16\pi^2 DR^{1/2}}{v\lambda^{3/2}} \quad [2] \quad (22)$$

v — скорость метеорного тела; расшифровка обозначений n_u , ψ и $\varepsilon_{пор}$ приведена выше.

Формула (20) справедлива для эхо-сигналов, пришедших из области характеристической высоты; формула (20) предполагает также, что метеор с массой m дает отражение длительностью T_{cl} меньшей, чем время интегрирования t_u .

Находя из (20) величину минимальной массы метеорного тела m_{min} , создающего регистрируемый след, выразим количество метеоров потока, обнаруженных за единицу времени, в виде [2]

$$N = \frac{b\Delta s}{(s-1)m_{min}^{s-1}}. \quad (23)$$

Формула (23) определяет количество метеорных тел с массами $m \gg m_{min}$, пролетающих сквозь площадку (площадью Δs), лежащую в плоскости эхо [2] в области характеристической высоты; константы b и s характеризуют распределение метеорных тел по массам [2]:

$$q_m(m) = \frac{b}{m^s}. \quad (24)$$

Подставляя в (23) выражение для m_{min} , найденное из (20), получим

$$N = A \left[\left(\frac{\lambda^3}{\varepsilon_{пор}} \right)^{1/2} \frac{\psi}{\sqrt{n_u}} \xi e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda} \right)^2} \right]^{s-1}, \quad (25)$$

где

$$A = \left(7 \cdot 10^{-29} \right)^{\frac{s-1}{2}} \frac{b\Delta s}{s-1} \left(\frac{P_i G^2}{R^3} \right)^{\frac{s-1}{2}} \left(\frac{2 \cos \chi}{vH} \right)^{s-1}. \quad (26)$$

Как и следовало ожидать, N не зависит от параметра локатора T_{min} .

Напомним, что формула (25) (учитывающая накопление сигналов) справедлива для случая приема отражений из области характеристической высоты в условиях нормального отражения радиоволн от неустойчивых метеорных следов потока.

Напомним также, что (25) теряет силу, когда время интегрирования t_u приближается к величине периода посылки T_i или становится малым по сравнению с длительностью существования следа T_{cl} .

Как видно из (25) и (26), зависимость числа обнаруженных метеоров от P_i , G и R при использовании фоторегистрации оказывается такой же, как и при отсутствии интегрирования сигнала (и помех); однако, зависимость N от λ и F_i — оказывается иной.

Зависимость количества обнаруженных метеоров от частоты посылки импульсов

Как следует из (25), (2) и (16), в случае, когда время интегрирования значительно превосходит величину периода посылки импульсов ($t_u \gg 1/F_i$ и, следовательно, $n_u \gg 1$),

$$N = A_1 \cdot F_i^{\frac{s-1}{2}}, \quad (27)$$

где A_1 — коэффициент, не зависящий от частоты повторения импульсов.

Таким образом, зависимость $N(F_i)$ имеет одинаковый характер на различных длинах волн λ ; в случае же отсутствия интегрирования характер зависимости $N(F_i)$ определяется величиной λ [3].

На рисунке 2 дано сопоставление теоретической зависимости (27) для случая $s=2$ ($N \sim \sqrt{F_i}$) с результатами эксперимента, проведенного Ф. И. Перегудовым на $\lambda=4$ м с 26 января по 5 февраля 1959 г. в режиме фоторегистрации метеоров (скорость протягивания пленки $v_{пл} \approx 2$ см/мин) [11] (табл. 1).

Как видно из рис. 2, в области частот повторения $100 \div 300$ имп/сек экспериментальные точки весьма незначительно отклоняются от теоретической кривой (см. $F_i=100, 150, 200$ и 300 имп/сек).

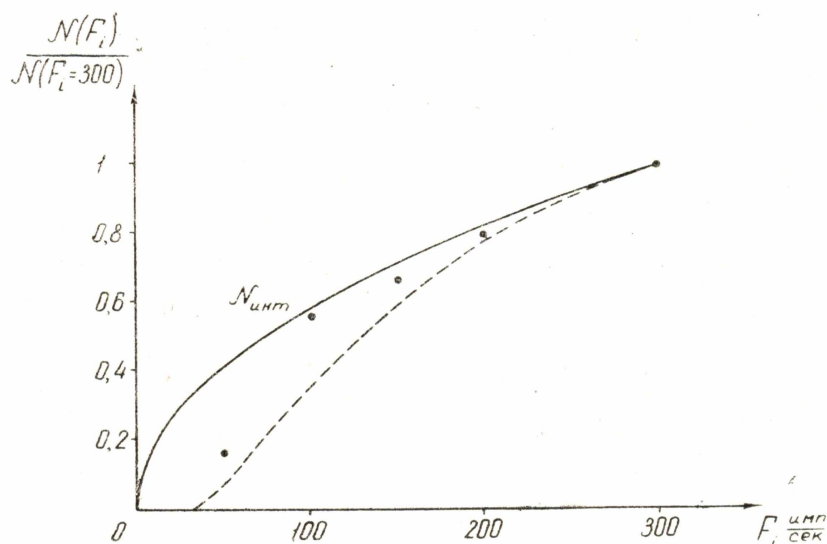


Рис. 2. Изменение часового числа обнаруженных метеоров в зависимости от частоты повторения F_i . Сплошная кривая соответствует режиму интегрирования ($N \sim \sqrt{F_i}$). Пунктирная кривая соответствует отсутствию эффектов накопления

$$(N \sim e^{-\frac{16 \pi^2 D T_{\min}}{\lambda^2}}; T_{\min} = 2 T_i).$$

Точки — результат эксперимента.

Однако на частоте повторения $F_i=50$ имп/сек численность оказалась почти в 3 раза меньшей, чем следует из анализа.

Такое расхождение вполне понятно.

При $F_i=50$ имп/сек и $\lambda=4$ м длительность отражения $T_{сд}$ и период повторения T_i — одного порядка и усреднение сигнала практически отсутствует. Поэтому естественно ожидать, что результат экспе-

римента окажется характерным для случая отсутствия интегрирования сигналов.

Таблица 1

Зависимость среднего часового числа зарегистрированных метеоров N от частоты повторения F_i на $\lambda=4$ м

F_i и.мп/сек	50	100	150	200	300
$\frac{N(F_i)}{N(F_i=300)}$	0,16	0,56	0,66	0,8	1

Если, например, предположить, что для уверенного обнаружения метеора необходимо, чтобы, по крайней мере, 2 эхо-сигнала превысили пороговый уровень $\varepsilon_{пор}$ (то есть, что $T_{min}=2T_i$), то зависимость $N(F_i)$ может быть представлена в виде [3]

$$N(F_i) \sim e^{-\frac{16\pi^2 D T_{min}}{\lambda^2}} = e^{-\frac{32\pi^2 D}{\lambda^2 F_i}}. \quad (28)$$

Отношение $\frac{N(F_i)}{N(F_i=300)}$ представлено на рис. 2 пунктирной кривой,

построенной по формуле (28) для $\lambda=4$ м и $D=8$ м²/сек. Как видим, экспериментальная точка на $F_i=50$ и.мп/сек находится между теоретическими кривыми, но, как и следовало ожидать, ближе к кривой, соответствующей отсутствию интегрирования. То, что результат эксперимента на $F_i=50$ и.мп/сек превысил численность, предсказанную формулой (28), также вполне закономерно, так как часть метеоров может фиксироваться „случайно“, то есть тогда, когда возможная длительность превышения сигналов над пороговым уровнем оказывается меньшей, чем T_{min} (что не учитывается формулой (28)).

Таким образом, можно считать установленным, что в режиме интегрирования (и, в частности, в режиме фоторегистрации) часовое число обнаруженных метеоров пропорционально корню квадратному из частоты повторения сигналов (при любых длинах волн). В случае же отсутствия интегрирования сигнала уменьшение частоты повторения в области малых F_i приводит к более резкому (чем при наличии интегрирования) уменьшению часового числа.

Зависимость часового числа обнаруженных метеоров от длины волны

Как следует из (25), (26), (16) и (2),

$$N=B \left[\frac{\lambda^{3,5}}{\varepsilon_{пор}^{1/2}} \left(1 - e^{-\frac{tu+1}{T_{cl}} F_i} \right) \right] e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda} \right)^2} \quad (29),$$

где $B=A \left(\sqrt{\frac{F_i}{t_u}} \cdot \frac{1}{16\pi^2 D} \right)^{s-1}$ — коэффициент, не зависящий от λ ;

значение коэффициента A представлено формулой (26).

В диапазоне $\lambda \approx 4-10$ м $\varepsilon_{пор} \sim \lambda^{2,3}$ [12]; в диапазоне же $\lambda \approx 1-4$ м можно приближенно принять $\varepsilon_{пор} \approx \text{const}$.

В связи с этим $N(\lambda)$ можно представить в виде

$$N \sim \left[\lambda^l \left(1 - e^{-\frac{t_u + I/F_i}{T_{cl}}} \right) \xi e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda}\right)^2} \right]^{s-1}, \quad (30)$$

где $l=2,35$ при $\lambda \approx 4 \div 10$ м и $l=3,5$ при $\lambda \approx 1 \div 4$ м.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

В области относительно больших значений λ ($\lambda \approx 8 \div 10$ м) при большом времени интегрирования, как следует из (30), (2), (21) и (22),

$$N \sim \lambda^{2,35}, \quad (31)$$

то есть при уменьшении длины волны численность падает несколько резче, чем пропорционально квадрату длины волны. В случае же отсутствия интегрирования при высокой оперативности системы (T_{\min} мало), как было показано ранее [3], $N \sim \lambda^{0,35}$.

В области же малых λ , как видно из (30), зависимость $N(\lambda)$ оказывается гораздо более сильной, чем это следовало бы из (31).

Однако интегрирование несколько ослабляет зависимость N от λ по сравнению со случаем низкооперативной системы (T_{\min} велико), в которой отсутствуют эффекты накопления сигналов (см. (28) и [3]).

На рис. 3 построена зависимость

$$\frac{N(\lambda)}{N(\lambda_1)} = \left\{ \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^l \frac{1 - e^{-\frac{16\pi^2 D d_n}{v_{nl} \lambda^2}}}{1 - e^{-\frac{16\pi^2 D d_n}{v_{nl} \lambda_1^2}}} \cdot \frac{\xi(\lambda) e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda_1}\right)^2}}{\xi(\lambda_1) e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda}\right)^2}} \right\}^{s-1}, \quad (32)$$

полученная из (30) в предположении, что $t_u \gg \frac{1}{F_i}$; для диапазона $\lambda \approx 4 \div 10$ м $l=2,35$, $\lambda_1=10$ м; для диапазона $\lambda \approx 1 \div 4$ м $l=3,5$, $\lambda_1=4$ м.

При вычислениях приняты следующие величины параметров, входящих в формулу (32): показатель $s=2$; зенитное расстояние радианта $\chi \approx 45^\circ$; скорость метеорного тела $v=45$ км/сек, соответствующие ей коэффициент диффузии $D=8$ м²/сек [2, 13] и начальный радиус ионизированного следа $r_0=0,17$ м [14]; скорость движения фотопленки $v_{nl}=0,5$ мм/сек; диаметр изображения пятна на пленке $d_n=0,1$ мм.

Экспериментальные данные отмечены на рис. 3 точками (см. также табл. 2).

Эксперимент был проведен 28 февраля 1959 года на станциях ТПИ-2 ($\lambda=10$ м), М-3 ($\lambda \approx 4$ м) и „Мост-2“ ($\lambda=1,5$ м) при частоте повторения импульсов $F_i=300$ имп/сек и скорости протягивания фотопленки $v_{nl} \approx 3$ см/мин.

Как видно из рис. 3, совпадение аналитических и экспериментальных данных вполне удовлетворительное. Таким образом, при наличии фоторегистрации в реальных условиях уменьшение длины волны в области $\lambda \approx 4 \div 10$ м приводит к резкому уменьшению часового числа (при переходе от $\lambda=10$ м к $\lambda=4$ м часовое число уменьшается больше, чем на порядок).

На волнах λ около $\lambda=1$ м часовое число на 2 порядка меньше, чем на $\lambda=10$ м.

Следует отметить различие в характере зависимости $N(\lambda)$ при наличии и отсутствии интегрирования сигналов: в первом случае практически отсутствует точка перегиба (рис. 3) и уменьшение численности в области $\lambda \approx 8 \div 10$ м происходит весьма резко.

Как видно из (29), (30) и (32), характер зависимости $N(\lambda)$ в некоторой степени определяется скоростью протягивания пленки $v_{пл}$.

Нетрудно показать, что существует оптимальная скорость пленки, равная

$$v_{пл\,опт} = 12,8\pi^2 d_n \frac{D}{\lambda^2}, \quad (33)$$

соответствующая оптимальному времени интегрирования

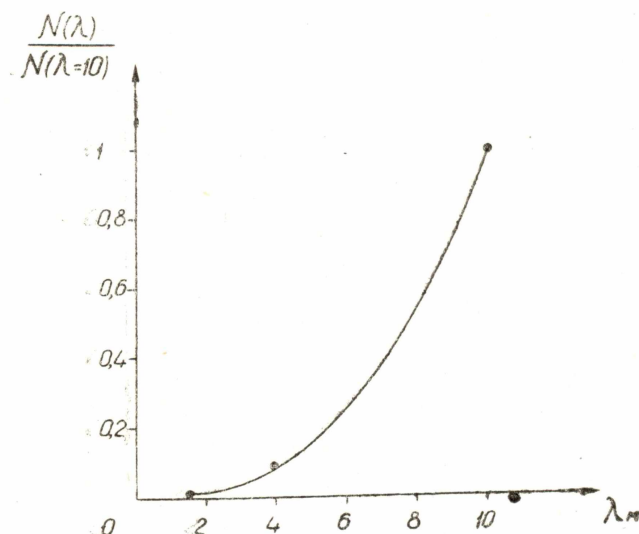


Рис. 3. Изменение часового числа N в зависимости от длины волны λ .

Сплошная кривая соответствует скорости движения фотопленки $V_{пл}=0,5$ мм/сек при всех λ .

Пунктирная кривая соответствует оптимальной скорости протягивания пленки $V_{пл\,опт}$, являющейся функцией длины волны. Точки—экспериментальные данные.

Таблица 2

Данные эксперимента

Длина волны λ м	1,5	4	10
отношение средних часовых чисел $\frac{N(\lambda)}{N(\lambda=10\text{ м})} \approx$	0,01	0,075	1

$$t_{и\,опт} = 1,25 T_{сл}. \quad (34)$$

Подставляя (34) в (30), или (33) в (32), получим

$$\frac{N(\lambda)}{N(\lambda_1)} = \left\{ \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^l \frac{\xi(\lambda)}{\xi(\lambda_1)} \frac{e^{\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda_1} \right)^2}}{e^{\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda} \right)^2}} \right\}^{s-1}, \quad (35)$$

где $l=2,35$ и $\lambda=10$ м для $\lambda \approx 4 \div 10$ м и $l=3,5$ $\lambda=4$ м для $\lambda \approx 1 \div 4$ м.

Зависимость $N(\lambda, v_{пл. опт})$, построенная по формуле (35) для $\chi=45^\circ$, $v=45$ км/сек, $s=2$, $D=8$ м²/сек, $r_0=0,17$ м, изображена на рис. 3 пунктирной кривой. Как видно из сопоставления сплошной и пунктирной кривых, отклонение от $v_{пл. опт}$ мало влияет на характер зависимости $N(\lambda)$.

Выводы

1. Режим интегрирования сигналов изменяет характер зависимости часового числа обнаруженных метеоров N от длины волны и частоты повторения импульсов по сравнению с режимом, при котором отсутствуют эффекты накопления.

2. В режиме интегрирования часовое число N пропорционально корню квадратному из частоты повторения импульсов практически при любых длинах волн (используемых в радиолокации метеоров), если распределение метеорных тел по массам характеризуется показателем $s \approx 2$.

На низких частотах повторения и малых λ , когда длительность отражения и период повторения одного порядка, накопление сигнала практически отсутствует и уменьшение часового числа по мере уменьшения частоты повторения F_i происходит резче, чем по закону $\sqrt{F_i}$.

3. В режиме интегрирования уменьшение часового числа по мере уменьшения длины волны происходит весьма резко: при переходе от $\lambda=10$ м к $\lambda=4$ м часовое число уменьшается более, чем на порядок.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. W. R. McKinley. Variation of meteor echo rates with radar system parameters, Can. Journ. Phys., 1951, v. 29, № 5, 403.
2. T. R. Kaiser. Radio-echo studies of meteor ionization, J. Adv. Phys., 1953, № 8, 495.
3. Е. И. Фиалко. О влиянии длины волны на эффективность радиолокационного метода исследования метеоров, Труды Сибирского физико-технического института, вып. 37, стр. 229, 1959.
4. Ф. И. Перегудов. О влиянии скоростей метеоров на часовое число в условиях радиообнаружения, Астр. журн., 1958, 35, вып. 6, 888.
5. Е. И. Фиалко. Уверенное и случайное обнаружение неустойчивых метеорных следов, Радиотехника, 1961, т. 16, № 6, 25.
6. Е. И. Фиалко. Уверенное и случайное радиообнаружение устойчивых метеорных следов, Известия ТПИ, 1961, т. 100, 84.
7. Г. С. Зубарев. К вопросу о реальной чувствительности импульсного приемника в условиях яркостной отметки и фоторегистрации сигналов, диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, 1955.
8. Е. И. Фиалко. Об оперативности метеорного радиолокатора, Известия вузов МВО СССР (раздел Радиотехника), 1960, т. 3, вып. 5, 690.
9. А. Я. Брейтбарт. Краткие основы радиолокации, Соврадио, 1951 (под ред.).
10. Е. И. Фиалко. Мощность сигнала, отраженного от метеорного следа в условиях интенсивной диффузии, Известия ТПИ, т. 100, 40, 1962.
11. Ф. И. Перегудов. Некоторые вопросы радиолокации метеоров, Кандидатская диссертация, Томский политехнический институт, 1959.
12. H. V. Cottony, J. R. Jöhler, Cosmic radio noise intensities in the VHF band, Proc. I. R. F., 1952, 40, N 9, 1053.
13. J. S. Greenhow, E. L. Neufeld, The diffusion of ionized meteor trails in the upper atmosphere, Journ. Atm. Terr. Phys., 1955, 6, N. 2—3, 133.
14. L. A. Manning. The initial radius of meteoric ionization trails, Journ. Geoph. Res., 1958, 33, N1, 181.